

О ГЛУБИНЕ ФОРМИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ МЕТАЛЛОВ МЕДЛЕННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Е. В. Золотухин, М. А. Мухтаров, К. Н. Пилипчак

Электромагнитное излучение металлов при бомбардировке медленными электронами — электрон-фотонная эмиссия (ЭФЭ) — начала исследоваться сравнительно недавно [1, 2], однако благодаря интенсивному изучению к настоящему времени уже используется в качестве метода спектроскопии металлов [3, 4]. Тем не менее некоторые существенные для ЭФЭ факторы остались неизученными. К ним, в частности, относится размер приповерхностного слоя, в котором формируется излучение. Толщина этого слоя, очевидно, определяется как возбуждением металла пучком, так и выходом излучения. В условиях скин-эффекта ($\text{Re } \epsilon < 0$, ϵ — диэлектрическая проницаемость металла), при которых исследовались спектры в зна-

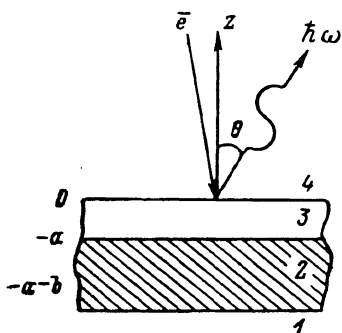


Рис. 1. Структура системы и геометрия эксперимента.

1, 4 — вакуум; 2 — стеклянная подложка; 3 — пленка золота.

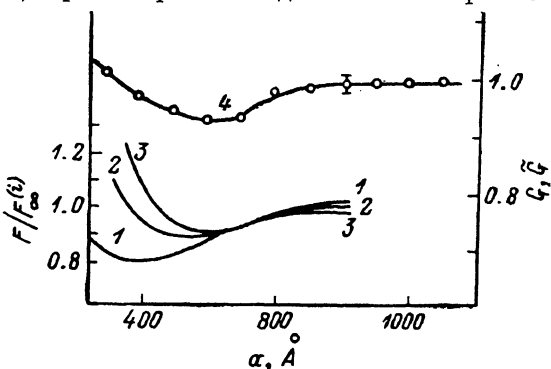


Рис. 2. Интенсивность излучения точечного диполя, расположенного в пленке на расстоянии $-z$ от границы с вакуумом, в зависимости от толщины пленки (1—3).

Кривые 1—3 нормированы на разные величины, $F_{\infty}^{(1)}$: $F_{\infty}^{(2)}$: $F_{\infty}^{(3)}$ = 1 : 0.61 : 0.47; 4 — результат расчета относительной интенсивности излучения для значений параметров функции распределения $n=2$, $\omega L/c=0.07$; точки — эксперимент для энергии электронов 300 эВ, $\hbar\omega=2.38$ эВ, $\theta=30^\circ$. $\bar{z}=z\omega/c$: 1 — 0.06, 2 — 0.18, 3 — 0.24.

чительной части работ по ЭФЭ, вероятность излучения из металла зависит от расстояния элементарного излучателя до границы даже в отсутствие поглощения электромагнитного поля. Наличие координатной зависимости вероятности излучения приводит к существенной для ЭФЭ роли распределения излучателей по глубине. В настоящей работе показано, что параметры этого распределения можно оценить по зависимости интенсивности ЭФЭ от толщины пленки методом, описанным в [5]. В качестве объекта выбрано золото, у которого в оптическом диапазоне спектры ЭФЭ, возбуждаемой электронами с энергией порядка сотни электронвольт, обусловлены межзонной радиационной рекомбинацией неравновесных носителей [6].

Пленки золота напылялись на стеклянные подложки и исследовались в приборе, откачанном до 10^{-8} Па. Весовая толщина пленки a контролировалась кварцевым резонатором, а структура изучалась в растровом электронном микроскопе. Согласно электронно-микроскопическим исследованиям, изучаемые пленки являются сплошными. Для возбуждения ЭФЭ использовался пучок электронов с энергией 300—450 эВ, угол падения был фиксирован (15°), а угол наблюдения излучения θ менялся от 15 до 50° (объект и геометрия эксперимента изображены на рис. 1, плоскости па-

дения и наблюдения совпадают). Конструкция прибора, методика оптических измерений и калибровки системы в принципе не отличались от описанных ранее [7]. В интервале 300—800 нм спектры излучения исследованных пленок существенно не отличались от спектров массивных образцов [6]. На рис. 2 точками представлена относительная интенсивность $G(a) = I(a)/I(a_0)$ (a_0 — произвольная фиксированная толщина) s -поляризованной компоненты излучения на частоте $\hbar\omega = 2.38$ эВ, соответствующей локальному максимуму в спектре, обусловленному межзонной радиационной рекомбинацией неравновесных носителей [6], для энергии электронов 300 эВ и $\theta = 30^\circ$ (для других энергий и углов кривые имеют сходный вид). Аналогичные кривые получены на характерных частотах, отвечающих другим межзонным переходам ($\hbar\omega = 2.2$ и 2.06 эВ).

Зависимость интенсивности s -поляризованного дипольного излучения пленки от ее толщины можно представить в виде (рис. 2)

$$I(a) = \int_{-a}^0 F(z, a) f_n(z) dz,$$

где $F(z, a)$ — функция, описывающая соответствующую зависимость для точечного диполя, расположенного в пленке на расстоянии $-z$ от границы с вакуумом, и имеющая вид [8]

$$F(z, a) = |\alpha|^2 \exp(2 \operatorname{Im} k_{3z} z) |1 + r_{32} \exp(i2k_{3z}(a+z))|^2, \\ \alpha = [1 - r_{34} r_{32} \exp(i2ak_{3z})]^{-1}$$

(r_{ij} — коэффициент отражения плоской s -поляризованной волны от границы раздела сред i и j при падении из среды i ; $k_{3z} = \omega(\epsilon_3 - \sin^2 \theta)^{1/2}/c$; $\operatorname{Im} k_{3z} > 0$; c — скорость света, ϵ_i — диэлектрическая проницаемость i -й среды), а $f_n(z)$ характеризует пространственное распределение диполей. На рис. 2 представлены $F(a)$ при различных z (кривые 1—3), рассчитанные для значений параметров: $\theta = 30^\circ$, $\hbar\omega = 2.38$ эВ, $\epsilon_2 = 2.34$, $\epsilon_3 = -3.94 + i2.58$ [9] и равных единице магнитных проницаемостей сред 2 и 3. Наличие минимума на этих кривых обусловлено интерференцией излучения «вперед» (в направлении границы золото—вакуум) и отраженного от границы золото—стекло излучения «назад». Видно, что значение a , отвечающее минимуму $F(a)$, с удалением диполя от границы золото—вакуум приближается к соответствующей величине для экспериментальной кривой (точки). Интенсивность излучения диполя с удалением от поверхности уменьшается, поэтому относительный вклад более удаленных диполей будет существен, если этих диполей будет больше. Следовательно, для достижения соответствия между расчетом и экспериментом по положению минимума на толщинной зависимости интенсивности излучения функция распределения диполей вблизи поверхности должна расти с расстоянием от нее; при больших расстояниях она, естественно, должна убывать. Учитывая это, а также оценочный характер расчета параметров распределения, в качестве $f_n(z)$ выбраны функции $f_n(z) = B(-z)^n \exp(z/L)$ ($B = \text{const}$, $n > 0$). Параметры n и L подбирались из условия наилучшего совпадения кривых $G(a)$ и $\bar{G}(a) = \bar{I}(a)/\bar{I}(a_0)$. На рис. 2 приведены $\bar{G}(a)$ (кривая 4) для значений $n=2$, $\omega L/c = 0.07$ (им соответствует максимум $f_n(z)$ при $-z = d \approx 120$ Å) и $G(a)$ (точки). Хорошее соответствие между $G(a)$ и $\bar{G}(a)$ позволяет заключить, что выбранная функция распределения достаточно правильно отражает распределение излучателей.

Таким образом, в рассматриваемом диапазоне энергий электронов вклад в ЭФЭ, обусловленный межзонной радиационной рекомбинацией неравновесных носителей, формируется в приповерхностном слое толщиной порядка 100 Å, который заметно меньше глубины скин-слоя $\delta_{\text{Au}} = (\operatorname{Im} k_{3z})^{-1} \approx 400$ Å. Такое соотношение d и δ_{Au} означает, что область формирования излучения определяется возбуждением металла пучком, а не выходом излучения.

- [1] Артамонов О. М. ЖТФ, 1975, т. 45, № 1, с. 178—179.
 [2] Борзяк П. Г., Завилопуло А. Н., Кулюпин Ю. А. и др. ДАН УССР, серия А, 1975, № 8, с. 731—732.
 [3] Woodruff D. P., Smith N. V., Johnson P. D., Royer W. A. Phys. Rev., 1982, vol. B26, N 6, p. 2943—2955.
 [4] Артамонов О. М., Самарин С. М., Яковлев И. И. ФТТ, 1986, т. 28, № 8, с. 2536—2539.
 [5] Holm R. T., McKnight S. W., Palik E. D., Lukosz W. Appl. Opt., 1982, vol. 21, N 14, p. 2512—2519.
 [6] Антонов В. Н., Кобзар Ю. М., Кулюпин Ю. А. и др. ФТТ, 1987, т. 29, № 3, с. 907—909.
 [7] Кляп М. П., Крицкий В. А., Кулюпин Ю. А. и др. ЖЭТФ, 1984, т. 86, № 3, с. 1117—1123.
 [8] Пафомов В. Е. Тр. ФИАН, 1969, т. 44, с. 28—167.
 [9] Johnson P. B., Christy R. W. Phys. Rev., 1972, vol. B6, N 12, p. 4370—4379.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
4 декабря 1987 г.
В окончательной редакции
24 марта 1988 г.

УДК 535.37

Физика твердого тела, том 30, в. 8, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 8, 1988

ЭКСИТОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ TlGaS_2

Г. Д. Гусейнов, И. С. Горбань, В. А. Губанов,
Н. М. Белый, С. Г. Гусейнов, А. В. Бобыр, С. Б. Казымов

Тройные слоистые полупроводники TlGaS_2 кристаллизуются в нескольких политипных модификациях, характеризующихся пространственными группами C_s^4 , C_{2h}^6 , $C_2^{2[1, 2]}$. На основании изучения спектров поглощения и фотопроводимости показано, что кристаллы TlGaS_2 являются непрямозонными ($E_g^{\text{ind}} = 2.53$ эВ, $T = 77$ К [3]). В работах [4, 5], посвященных исследованию спектров поглощения, определено энергетическое положение прямого экситона, равное 2.60 эВ ($T = 4.2$ К) [4] и 2.614 эВ ($T = 1.8$ К) [5]. Расхождение этих данных может быть обусловлено разным качеством исследуемых кристаллов или различным их политипным составом. В работе [5] оценена также энергия связи прямого экситона, равная 22 мэВ. Сведения об энергетическом положении непрямого экситона в литературе отсутствуют.

Спектры излучательной рекомбинации кристаллов TlGaS_2 исследовались в работах [1, 4, 6, 7]. Согласно приведенным в этих работах данным, серия полос в области 2.032—2.083 эВ ($T = 1.8$ К) возникает в результате рекомбинации или донорно-акцепторных пар [1], или связанных экситонов [4], а две широкие полосы с максимумами 2.484 и 2.101 эВ ($T = 6$ К) имеют примесную природу [6]. В работе [7] обсуждается вопрос о происхождении двух широких полос фотолуминесценции (ФЛ) 2.489 и 2.520 эВ ($T = 1.8$ К).

Целью данной работы являлось определение параметров экситонов и зонной структуры кристаллов TlGaS_2 с использованием данных по ФЛ, поглощению и комбинационному рассеянию (КР) света.

Измерения проводились на спектрометре ДФС-24 в температурном интервале 1.8—10.0 К. Для регистрации слабых сигналов использовался режим накопления с пошаговым сканированием спектра. ФЛ и КР возбуждались излучением аргонового лазера.

На рисунке, а представлен спектр экситонного поглощения монокристаллов TlGaS_2 с характерным пиком для состояния с $n=1$ (2.606 эВ), известным по работам [1, 3-5], на коротковолновом крыле которого удалось